ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU LUNDI 22 AOUT 1955.

PRÉSIDENCE DE M. ALBERT CAQUOT.

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS

DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

M. le **PRÉSIDENT** annonce le décès, survenu à Grenoble (Isère), le 20 août 1955, de M. **MAURICE GIGNOUX**, membre non résidant, et invite l'Académie à se recueillir en silence pendant quelques instants, en signe de deuil.

L'allocution nécrologique d'usage sera lue en l'une des prochaines séances, par M. **CHARLES JACOB**.

M. le **PRÉSIDENT** signale à l'Académie la présence de MM. **MANNE SIEGBAHN**, Associé étranger de l'Académie et de **JEAN TIMMERMANS**, Correspondant de l'Académie. Il leur souhaite la bienvenue et les invite à prendre part à la séance.

THÉORIE DES FONCTIONS RÉELLES. — *Totalisation des dérivées premières généralisées*. I. Note de M. **ARNAUD DENJOY**.

La dérivée première généralisée $f(x)$ d'une fonction continue $F(x)$ est aussi la dérivée seconde généralisée de toute primitive de $F(x)$. Le calcul de F à partir de f est impliqué par la totalisation à deux degrés des dérivées secondes généralisées, donnée par l'auteur dans ses *Leçons sur le Calcul des coefficients des séries trigonométriques*. Cette Note prélude à la totalisation déduisant directement F de f.

La *dérivée* (première) *généralisée* (de Riemann) $f(x)$ d'une fonction $F(x)$ définie (et ci-après *continue*) sur un intervalle ab, soit

$$f(x) = D_s F(x) = \lim_{h=0} \frac{[F(x+h) - F(x-h)]}{2h} \tag{1}$$

est la dérivée seconde généralisée $D_{2.s}G$ de la primitive $G(x)$ de $F(x)$ (dès que $F(x)$ est sommable). Dans mes *Leçons sur le calcul des coefficients d'une série trigonométrique* (Chap. V, VI et VIII, fasc. 3 et 4) j'ai donné un procédé, noté $(T_{2.s})_0$ (p. 317, 389-392, 466), comportant neuf opérations distinctes,

permettant dans tous les cas de remonter de $D_{2.s}G$ à G (défini à une fonction linéaire additive près). $F(x)$ étant $G'(x)$, le problème de tirer F de f donnée est donc résolu. Mais, dans le cas général, G est privé de dérivée sur un ensemble indénombrable, partout dense. La complexité de la solution fournie par $(T_{2.s})_0$ doit *à priori* beaucoup se réduire par les hypothèses $G'(x) = F(x)$ existante et continue, $D_{2.s}G = D_s F = f$; M. Zygmund m'en fit un jour la remarque et je proposai à un chercheur, mais sans résultat, cette étude, dont je donnerai la conclusion.

Le problème est de trouver, par une totalisation T_s(symétrique du premier ordre) la variation $V(F, x, x') = F(x') - F(x) = T_s(f, x, x')$ pour tout ouple x, $x'(x < x')$ du segment ab [supposons l'existence de $F(a+0)$ et de $F(b-0)$]. Posons, pour $|h| > 0$,

$$F(x+h) - F(x-h) = 2h\,Q(x, h) \tag{2}$$

et $A(x) = \max\limits_{|h|>0} |Q(x, h)|$. Si $f(x) = D_s F$ est partout finie, il en est de même de $A(x)$, et

$$|F(x') - F(x)| < |x' - x|\,A\left(\frac{x+x'}{2}\right). \tag{3}$$

I. 1° Pour tout ensemble parfait P, l'ensemble K(P) des points de P au voisinage desquels $A(x)$ est non borné, K(P) fermé est non dense sur P. Sur toute portion $\varpi(P)$ de P disjointe de K(P), $A(x)$ est borné et *a fortiori* f est sommable. L'intégration de Lebesgue sur un ensemble parfait où f est sommable est la *première opération* de T_s.

2° Si $P = ab$, sur tout segment $\alpha\beta$ disjoint de $K(ab)$, $F(x)$ a, d'après (3), ses nombres dérivés bornés. Sur une plénitude de $ab - K(ab)$, $f(x)$ est la dérivée ordinaire de $F(x)$ et $V(\alpha, \beta) = \int_\alpha^\beta f(t)\,dt$.

II. Nous disons que $V(x, x')$ est *connu sur un ensemble e* s'il l'est pour tout couple x, x' appartenant à e; $F(x)$ étant continu, la connaissance de $V(x, x')$ sur e entraîne par *passage à la limite*, qui est la *seconde opération* de T_s, la connaissance de $V(x, x')$ sur la totalité de la fermeture $\bar{e}$ de e.

III. Soit E(A) l'ensemble des x de ab où $A(x) \leqq A$; E(A) est fermé.

1° Si θ et $\theta' = \theta + k$ sont deux points de E(A), et $x = \theta + h$ quelconque sur ab, soient $x_1, x_2, \ldots$ les symétriques de $x = x_0$ par rapport à θ et à θ' alternativement : $x_{2m} + x_{2m+1} = 2\theta$, $x_{2m-1} + x_{2m} = 2(\theta + k)$, les mêmes relations valant pour $m < 0$, x_{-1} étant le symétrique de x par rapport à θ'. Donc (*Leçons*, p. 235) :

$$x_{2m} = x + 2mk = \theta + h + 2mk, \qquad x_{2m+1} = \theta - h - 2mk, \tag{4}$$

$$F(x_p) = F(x) + 2\delta A[|h| + |h + \iota k| + \ldots + |h + (p-\iota)k|], \qquad (\delta^2 < 1). \tag{5}$$

avec $\iota = 1$, $\iota p > 0$.

Si $|h| > 2|k|$, soit $2m$ positif ou négatif, déterminé par les conditions

(6) $$|h + 2mk| < 2|k| \quad \text{et} \quad h(h + 2mk) > 0.$$

donc : $m = -h/2k + \delta$, $|\delta| < 1$ et $\delta hk > 0$. Alors

$$F(x_{2m}) = F(x) + 2\delta A[|h| + (|h| - |k|) + \ldots + (|h| - \overline{2|m| - 1}|k|)].$$

Le crochet vaut $|m|\left[2|h| - \overline{2|m| - 1}|k|\right] < 2|mh| < 2h^2/|k|$.

(7) $$F(x_{2m}) = F(x) + 4\delta A\, h^2 k^{-1}.$$

2° Soient θ, $\theta + k_n (n \geq 1)$ un ensemble de points de E(A) vérifiant

$$|k_n| > 2|k_{n+1}| \quad \text{et} \quad \frac{\sum k_n^2}{|k_{n+1}|} < \infty \quad (\textit{Leçons}, \text{ p. 257-262}).$$

Supposons $|h| < 4|k_1|$. Si $2|k_r| \leq |h| < 2|k_{r-1}|$, nous posons

$$h = h_r \; (k_0 = \infty).$$

La suite h_p éventuellement lacunaire, sera définie conformément aux relations (4) et (6). Si h_p est non terminal ($h_p = 0$ exclu), il satisfait à : $hh_p > 0$ et $2|k_p| \leq |h_p| < 2|k_{p-1}|$; h_p a pour conséquent h_q ($r \leq p \leq q - 1$) vérifiant $hh_q \geq 0$ et $|h_p - h_q| = 2|m_p k_p|$ (m_p entier). On en conclut, $F(\theta + h_p)$ tendant vers $F(\theta)$ si p croît :

(8) $$F(\theta + h) - F(\theta) = 4\delta A \sum_{p \geq r} \frac{h_p^2}{|k_p|} \qquad (|h| < 4\, k_1|).$$

Si $|k_p/k_{p+1}| < \alpha$ indépendamment de p, et c étant une constante absolue,

(9) $$F(\theta + h) - F(\theta) = \delta c A \alpha h$$

Je renvoie le lecteur aux *Leçons* pour le sens de ces notions relatives à un ensemble parfait linéaire P : *indice* de P (même simplement fermé) en un de ses points (p. 108) ; *coefficient d'isolement* λ d'une *portion* isolée (ou de son *segment isolant*) de P (p. 112) ; *segments spéciaux* ($\lambda \geq 1$), *segments primaires*, *ensembles* $I(P, \lambda)$ fermé et $J(P, \lambda)$, complémentaires sur P, le second formé des points contenus dans un segment isolant de coefficient $\geq \lambda$ et $\Omega(P) = \sum_\lambda I(P, \lambda)$, $\Omega'(P) = \prod_\lambda J(P, \lambda)$ (p. 118-120) ; *sorte* de P, *première* si P est identique à un $I(P, \lambda)$, *seconde* si $P = \Omega'(P)$, *troisième* si $\Omega(P)$ et $\Omega'(P)$ sont tous deux partout denses sur P (p. 121-123).

3° En tout point de E(A) où l'indice de cet ensemble est fini, et particulièrement aux points où l'épaisseur est 1, donc sur une plénitude de E(A), les quatre dérivés de $F(x)$ sont finis, d'après (9). Donc, sur une plénitude de la précédente, $F(x)$ a une dérivée générale finie, nécessairement égale à $f(x)$; *ab* étant $\sum_A E(A)$, *$f(x) = F'(x)$ sur une plénitude de ab.*

4° I étant un ensemble fermé dont les contigus s'énumèrent en u_n ou $a_n b_n$, supposons qu'une fonction $z(x)$ ait été intégrée par $Z_n(x)[Z_n(a_n) = 0]$ sur tout segment $a_n x(a_n < x \leq b_n)$. Soient $V_n = Z_n(b_n)$, ω_n l'oscillation de $Z_n(x)$ sur u_n, $\iota_n = \pm 1$ avec $\iota_n V_n \geq 0$. Nous dirons que $z(x)$ est *complètement totalisable* [1] *sur* P si la fonction $\varphi = z(x)$ sur I, $\varphi = 2(V_n - \iota_n \omega_n)/u_n$ sur $a_n c_n$ $\varphi = 2\iota_n \omega_n / u_n$ sur $c_n b_n$ est complètement totalisable.

Si l'indice de l'ensemble parfait P *en chacun de ses points est fini* $[P = \Omega(P)]$ (particulièrement si P est de la première sorte), les quatre dérivés extrêmes de $F(x)$ en tout point de P étranger à K(P) sont finis. Si K(P) n'existe pas, P étant contenu dans un E(A), la variation de $F(x)$ autour de P (*Mém.*, p. 255) est réductible (*Mém.*, p. 62, 261 en note et 278), et $f(x)$ *est complètement totalisable sur* P.

Dans le cas général [K(P) existant], les points de P autour desquels ou bien $f(x)$ est non sommable sur P [points inclus dans K(P)], ou bien la série $\sum \omega_n$ diverge, forment un ensemble non dense sur P. Sur tout segment xx' disjoint de cet ensemble et contenant intérieurement des points de P, $V(x, x') = T_s(f, x, x')$ se calcule par la *troisième opération* de la totalisation complète. Ce sera aussi celle de T_s.

5° ξ et ξ' étant deux points d'accumulation de I fermé, $z(x)$ sera dite *complètement totalisable sur* I en ξ, et non en ξ', si φ l'est dans un intervalle contenant ξ et ne l'est dans aucun contenant ξ'. Pour la fonction f, l'ensemble $Q = Q(I)$ des ξ' *est parfait et* $\Omega'(Q)$ *est partout dense sur* Q.

Ces observations préliminaires nous permettront de définir rapidement les deux dernières opérations et le processus complet de T_s.

PLIS CACHETÉS.

A la demande des auteurs, le pli accepté en la séance du 10 décembre 1952 et enregistré sous le n° 13025, est ouvert par M. le Président. Le document qui en est retiré sera soumis à l'examen de la Section de Chimie.

A la demande de l'auteur, le pli accepté en la séance du 4 mai 1953 et enregistré sous le n° 13090, est ouvert par M. le Président. Le document qui en est retiré sera soumis à l'examen de la Section de Chimie.

---

[1] *Mémoire sur la dérivation et son calcul inverse* (Reproduction de mes articles de 1915-1917, Paris, 1954, p. 339.

CORRESPONDANCE.

MÉCANIQUE DES FLUIDES. — *Sur l'évolution d'un jet en espace confiné.* Note de MM. **Antoine Craya** et **Roger Curtet**, transmise par M. Joseph Pérès.

On rencontre, dans certaines applications techniques comme les éjecteurs, le problème d'un jet s'écoulant dans l'axe d'un conduit symétrique alimenté par un courant secondaire. Nous avons analysé, à la lumière d'une étude expérimentale effectuée par l'un de nous, le comportement d'un jet plan liquide dans ce cas peu exploré d'une vitesse et d'un gradient de pression ambiants.

Entre la frontière du jet et la couche limite à la paroi du tuyau, le profil de vitesse comporte une section à vitesse constante u_1 ; à partir du profil de vitesse excédentaire $w = u - u_1$ on définit la demi-largeur efficace l du jet et un paramètre de forme k du profil par (y étant la distance à l'axe):

$$l = \int_0^{+\infty} \frac{w}{w_0}\,dy, \qquad k = \int_0^{+\infty} \frac{w^2}{w_0^2}\,\frac{dy}{l}$$

et le profil réduit $f = w/w_0$ rapporté à la hauteur réduite $\eta = y/l$; pour des conditions aux limites données f est une fonction de η et de x ou encore de η et d'un paramètre dépendant de x pour lequel il est avantageux de choisir k.

En intégrant par rapport à y l'équation bien connue de Reynolds écrite dans l'approximation de la couche limite, avec l'expression de la vitesse

$$u = u_1 + w_0 f(\eta, k)$$

et en s'aidant de l'équation de continuité, on obtient après quelques calculs

$$(1)\quad \left\{ \begin{aligned} -\frac{\tau}{\rho w_0^2} = &-\frac{(u_1^2 w_0 l)_x}{u_1 w_0^2}\mathrm{F} - \frac{(k w_0^2 l)_x}{w_0^2}\mathrm{M} + \frac{(w_0 l)_x}{w_0} f\mathrm{F} + \frac{(u_1 l)_x}{w_0} f\eta - \frac{u_1}{w_0} l k_x \frac{\partial \mathrm{F}}{\partial k} \\ &- l k_x \left[k \frac{\partial \mathrm{M}}{\partial k} - f \frac{\partial \mathrm{F}}{\partial k} \right], \end{aligned} \right.$$

où l'indice x indique une dérivation par rapport à x; τ est le frottement unitaire et les fonctions F et M sont définies par

$$\mathrm{F} = \int_0^{\eta} f\,d\eta, \qquad \mathrm{M} = \frac{1}{k}\int_0^{\eta} f^2\,d\eta.$$

Écrivant que $\tau = 0$ à la frontière du jet on a une première condition du problème (équivalente à l'équation de von Karman en couche limite)

$$(2)\qquad \frac{(u_1^2 w_0 l)_x}{u_1 w_0^2} + \frac{(k w_0^2 l)_x}{w_0^2} = 0.$$

L'expérience nous a montré que dans des limites étendues f ne varie pas.

Compte tenu de (2) l'équation (1) s'écrit alors

$$(1') \qquad -\frac{\tau}{\rho w_0^2} = -k\frac{(w_0^2 l)_x}{w_0^2}(\mathrm{M}-\mathrm{F}) + \frac{(w_0 l)_x}{w_0} f\mathrm{F} + \frac{(u_1 l)_x}{w_0} f\eta.$$

Il convient de remarquer que les courbes $\mathrm{M}-\mathrm{F}$, $f\mathrm{F}$ et $f\eta$ sont approximativement affines, de sorte que l'invariance assumée de f entraîne la similitude approchée des τ. On aurait pour un jet libre (fluide extérieur illimité au repos)

$$-\frac{\tau}{\rho w_0^2} = 2\sigma f\mathrm{F}$$

et c'est à une distribution sensiblement identique que conduisent nos hypothèses dans le cas général; on ne peut toutefois affirmer à priori que le coefficient σ soit universel.

On tirera de (1′) une équation globale en l'intégrant à travers le jet après l'avoir multipliée par une fonction de pondération $\Psi(\eta)$: par exemple, $\Psi = 1$ correspond à l'équation des moments des quantités de mouvement et $\Psi = df/d\eta$ à une équation d'énergie. On obtient dans les deux cas l'équation :

$$(3) \qquad \sigma = -a\frac{(w_0^2 l)_x}{w_0^2} + \frac{1}{2}\frac{(w_0 l)_x}{w_0} + b\frac{(u_1 l)_x}{w_0}$$

et en conformité avec ce qui précède les coefficients numériques a et b relatifs aux deux cas diffèrent très peu.

En adjoignant à (2) et (3) une équation de continuité

$$(4) \qquad \mathrm{Q} = u_1(h-\delta_*) + w_0 l$$

(Q demi-débit total, h demi-hauteur du canal, δ_* épaisseur de déplacement de la couche limite à la paroi) on peut calculer l'évolution de l, w_0 et u_1.

L'analyse qui précède permet d'abord, à défaut d'une mesure directe de τ, d'en étudier le comportement à partir de mesures de l, w_0, u_1.

On peut en second lieu intégrer le système (2) (3) (4) pour $h = \text{const.}$ et δ_* négligeable et obtenir l, w_0 et u_1 en fonction de $\xi = \int \sigma\, dx/h$. On a pu même, ignorant la variation de σ et adoptant une valeur moyenne rendre compte ainsi très convenablement des résultats expérimentaux (du moins dans la gamme observée).

Une conséquence notable de la théorie est enfin que, sous certaines conditions aux limites, il peut apparaître, en aval et avant que le jet ait atteint la paroi, une section où u_1 s'annule. A partir de cette section, tout le débit secondaire venant d'amont ayant été incorporé au jet, sa puissance résiduelle d'absorption s'exercera au détriment de lui-même par un tourbillon de recirculation; cette notion est importante dans la technologie des flammes.

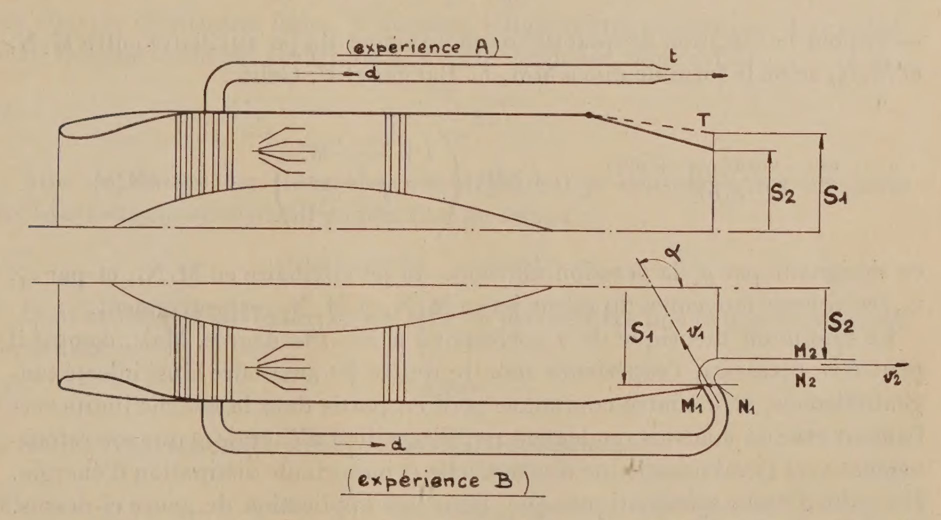
Nous préciserons dans de prochains comptes rendus les résultats du calcul, ceux de l'expérience et leur comparaison.

AÉROTECHNIQUE. — *Contrôle par jet transversal de la section d'éjection des tuyères à réaction.* Note de MM. **François Maunoury**, **Marcel Kadosch** et **Jean Bertin**, présentée par M. Maurice Roy.

Pour adapter les réacteurs d'aviation aux divers fonctionnements, en particulier dans l'utilisation de la rechauffe, la tuyère d'éjection à section variable s'est largement répandue, sa section de sortie pouvant varier du simple au double.

Nous allons exposer diverses formules simples appliquées à ce problème, dont la vérification expérimentale a été obtenue au cours de la mise au point du procédé étudié dès 1950 par la Société d'Étude et de Construction de moteurs d'aviation et adopté récemment sur une série de réacteurs construits par cette Société.

Le procédé utilisé consiste à diriger sur le flux à contrôler un jet auxiliaire de gaz, à pression totale supérieure à la pression statique de l'écoulement, le jet auxiliaire abordant ledit écoulement sous une incidence appropriée. Dans l'application ici envisagée, le jet auxiliaire provient d'un prélèvement effectué en amont sur le flux principal, en général à partir du compresseur ou des chambres de combustion ; mais cela n'est nullement une nécessité et l'on peut dans certains cas utiliser un générateur séparé.



Considérons un réacteur sur lequel un débit-masse réduit d a été prélevé, le débit principal résiduel D étant évacué par la tuyère d'éjection T (*fig.* 1).

Dans une expérience A, le débit prélevé d est détendu dans une tuyère t et éjecté comme D, tandis que la tuyère T, variable mécaniquement, peut réduire de S_1 à S_2 la section d'éjection de D.

Dans une expérience B, le débit prélevé d est détendu et injecté dans la tuyère T, fixe et de section de sortie S_1, par une fente périphérique de section s_1, avec une inclinaison α sur l'axe de T, les conditions au prélèvement et en amont de l'injection étant les mêmes que dans l'expérience A.

On notera que si, dans cette seconde expérience, la conjonction des flux D et d s'opère en subsonique et si leur mélange, après l'injection du second, ramène celui-ci sans perte sensible d'énergie à une direction parallèle à l'axe de T après détente complète, la variation totale de quantité de mouvement suivant l'axe de T, donc aussi la poussée, reste la même dans les expériences A et B.

Supposons l'écoulement uniforme dans les sections d'indices 1 et 2, et notons p_2 la pression, admise constante le long de la ligne de jet $N_1 N_2$. Par application du théorème des quantités de mouvement et en fonction des nombres de Mach M_1 et M_2, on obtient : — pour expression du coefficient de striction

$$\sigma = \frac{S_2}{S_1} = \frac{M_1}{M_2}\left(\frac{1+\frac{k-1}{2}M_2^2}{1+\frac{k-1}{2}M_1^2}\right)^{\frac{k+1}{2(k-1)}}$$

— pour la quantité de mouvement finale de la veine principale :

$$\frac{DV_2}{S_1 p_2} = kM_2^2\sigma$$

— et pour la variation de quantité de mouvement du jet auxiliaire entre $M_1 N_1$ et $M_2 N_2$ selon la formule due à MM. L. Bauger et P. Gélin :

$$\frac{dv_2 - \cos\alpha\,(s_1 p'_1 + dv_1)}{S_1 p_2} = (1 + kM_1^2)\left(\frac{1+\frac{k-1}{2}M_2^2}{1+\frac{k-1}{2}M_1^2}\right)^{\frac{k}{k-1}} - (1 + kM_2^2\sigma)$$

en désignant par p'_1 la pression moyenne du jet auxiliaire en $M_1 N_1$, et par v_1, v_2, les vitesses moyennes du même jet en $M_1 N_1$ et $M_2 N_2$ respectivement.

Le minimum théorique de σ correspond à $\alpha = 180$ degrés. Mais, comme il peut être pressenti, l'expérience montre que le jet auxiliaire ainsi injecté tangentiellement et à contre-courant se perd en partie dans la couche limite vers l'amont avec un mauvais rendement par dissipation d'énergie et que son retournement vers l'aval occasionne une nouvelle et importante dissipation d'énergie. Il résulte d'essais systématiques que, pour une application du genre ci-dessus, le minimum réel de σ correspond à $\alpha = 140°$ environ.

Il doit être signalé que nos expériences ont fourni une excellente vérification des formules ci-dessus. En particulier si pour $\alpha = 90°$, on augmente v_1 et v_2 (par exemple, en élevant la température du flux auxiliaire), le débit de prélèvement d varie, à σ constant, en raison inverse.

ÉLECTROMAGNÉTISME. — *Sur un problème de diffraction.*
Note de M. **Paul Poincelot**, présentée par M. Louis de Broglie.

J'étudie la diffraction d'une onde électromagnétique plane, sinusoïdale, de pulsation ω, par un écran infiniment mince et infiniment conducteur, sous l'incidence normale. L'écran a la forme d'un rectangle dont deux côtés sont indéfiniment allongés et distants de l. Le champ électrique de l'onde est parallèle aux arêtes. Par symétrie, les courants induits dans l'écran sont eux-mêmes parallèles aux arêtes. Je représente leur densité par une série de Fourier

$$(1)\qquad i=\frac{1}{2}D_0+\sum_{n=-\infty}^{+\infty}D_n e^{inpz}\qquad \left(p=\frac{2\pi}{l}\right),$$

l'axe Oz étant situé dans le plan de l'écran et normal aux arêtes, dont le point O est équidistant. J'écris que le champ électrique total est nul à la surface de l'écran. Entre le champ électrique $\vec{E}$ et le potentiel-vecteur $\vec{A}$ existe la relation

$$(2)\qquad \vec{E}=-\frac{\partial\vec{A}}{\partial t}=-i\omega\vec{A},$$

les charges électriques finies, à distance infinie n'intervenant pas. Par suite, si E_0 désigne le champ électrique de l'onde incidente, nous avons :

$$(3)\qquad A=\frac{i}{\omega}E_0.$$

Afin de rendre les intégrales convergentes, je considère des courants croissant exponentiellement en fonction du temps :

$$(4)\qquad i=I_0\,e^{i(\omega-i\beta)t}\qquad (\beta \text{ réel} > 0).$$

Dans la suite, je fais tendre β vers zéro. Si je considère une nappe de courants de densité :

$$(5)\qquad i=I\,e^{i\alpha z},$$

je trouve l'expression du potentiel-vecteur correspondant

$$(6)\qquad A(z)=-\frac{2\pi i}{k}I\frac{e^{i\alpha z}}{\sqrt{1-\frac{\alpha^2}{k^2}}},\qquad \text{avec } k=\frac{2\pi}{\lambda},$$

le radical étant réel pour $|\alpha/k|<1$, à condition de contourner le point $+k$ dans le sens négatif et le point $-k$ dans le sens positif. J'exprime maintenant que la relation (4) n'est valable que de $z=-(l/2)$ à $z=+(l/2)$. Elle peut être

représentée par une intégrale de Fourier

$$(7)\qquad i=\frac{1}{\pi}\sum_{n=-\infty}^{+\infty}(-1)^n \varpi_n \int_{+\infty}^{-\infty}\frac{\sin\dfrac{\omega l}{2}}{\omega-np}e^{i\omega z}\,d\omega.$$

Je déduis de (6) et (7) en vertu du principe de superposition :

$$(8)\qquad \mathrm{A}(z)=-\frac{2i}{k}\sum_{n=-\infty}^{+\infty}(-1)^n \varpi_n \int_{(C_1)}\frac{\sin\dfrac{\omega l}{2}}{\omega-np}\,\frac{e^{i\omega z}}{\sqrt{1-\dfrac{\alpha^2}{k^2}}}\,d\omega,$$

le contour (C_1) étant celui d'une Note antérieure [1]. La relation (8) s'écrit :

$$(9)\quad \mathrm{A}(z)=-\frac{1}{k}\sum_{n=-\infty}^{+\infty}(-1)^n\varpi_n\left\{\int_{(C_1)}\frac{e^{i\omega\left(\frac{l}{2}+z\right)}}{\omega-np}\,\frac{d\omega}{\sqrt{1-\dfrac{\omega^2}{k^2}}}-\int_{(C_1)}\frac{e^{-i\omega\left(\frac{l}{2}-z\right)}}{\omega-np}\,\frac{d\omega}{\sqrt{1-\dfrac{\omega^2}{k^2}}}\right\}.$$

Je transforme les deux intégrales de (9) en fermant chaque partie de (C_1) par un arc de cercle le long duquel l'intégrale est nulle, en contournant les points $\pm k$ et en suivant l'axe imaginaire. J'obtiens ainsi la relation

$$(10)\quad (-1)^n\pi l\varpi_n\left\{\frac{l}{\sqrt{1-\dfrac{n^2p^2}{k^2}}}\ \text{ou}\ -\frac{1}{\sqrt{\dfrac{n^2p^2}{k^2}-1}}\right\}$$
$$(|n|<\mathrm{N})\qquad\qquad(|n|>\mathrm{N})$$
$$+\sum_{r=0}^{+\infty}(-1)^r\varpi_r\left\{4\int_0^{\infty}\frac{1-e^{-ul}}{(u^2+r^2p^2)(u^2+n^2p^2)}\,\frac{u^2\,du}{\sqrt{\dfrac{u^2}{k^2}+1}}\right.$$
$$\left.+2i\int_{(\gamma_1)}\frac{1-e^{-iul}}{(u^2-r^2p^2)(u^2-n^2p^2)}\,\frac{u^2\,du}{\sqrt{1-\dfrac{u^2}{k^2}}}\right\}=0\qquad\left(\mathrm{N}=\frac{k}{p}=\frac{l'}{\lambda}\right)$$

pour $n\neq 0$, et, pour $n=0$:

$$(11)\quad \frac{\pi il}{k}\mathrm{D}_0-\frac{1}{k}\sum_{r=0}^{\infty}(-1)^r\varpi_r\left\{8\int_0^{\infty}\frac{e^{-ul}-1}{u^2+r^2p^2}\,\frac{du}{\sqrt{1+\dfrac{u^2}{k^2}}}\right.$$
$$\left.+4i\int_{(\gamma_1)}\frac{e^{-iul}-1}{u^2-r^2p^2}\,\frac{du}{\sqrt{1-\dfrac{u^2}{k^2}}}\right\}=\mathrm{A}_0 l,$$

le contour (γ_1) joignant l'origine au point $+k$, en restant au-dessus de l'axe réel. J'obtiens ainsi, pour déterminer les ϖ_n, un système algébrique infini

(1) *Comptes rendus*, 234, 1952, p. 513.

analogue à celui que j'ai considéré dans deux Notes antérieures ([2]). De la même manière, je démontre la convergenee du système et le fait que les $\mathcal{O}_n$ tendent vers zéro comme $1/n$.

LAMES MINCES. — *Détermination simultanée des constantes optiques et de l'épaisseur des lames très minces d'argent dans le visible et le proche ultra-violet.* Note (*) de MM. **Roger Philip** et **Jean Trompette**, transmise par M. Jean Cabannes.

Nous avons étudié les propriétés optiques de trois séries de lames d'argent déposées par évaporation thermique, sur un support prismatique de quartz, à la vitesse de projection de 2 mμ/mn. L'un d'entre nous a mesuré les changements de phase apparents à la réflexion côté air Δr et côté support $\Delta r'$ par la méthode décrite par P. Rouard ([1]), tandis que l'autre a mesuré les facteurs de réflexion côté air R, côté support R', et les facteurs de transmission ([2]). Ces mesures ont été faites en incidence normale, deux jours après que les lames aient été sorties de la cloche à vide.

Nous avons employé, pour déterminer simultanément les constantes optiques ν et $\varkappa$ et l'épaisseur, la méthode de Malé ([3]), en partant des valeurs de T, R, R', et Δr. Nous disposions pour cela de courbes théoriques donnant R, R', T, Δr et $\Delta r'$ en fonction de $\delta = (8000\, e\nu/\lambda)$ exprimé en grades pour différentes valeurs de ν et $\varkappa$. Ces courbes ont été calculées pour un support d'indice 1,56.

Pour les lames épaisses ($d > 20$ mμ) et pour le visible nous n'avons pas pu déterminer *simultanément* les indices et l'épaisseur, car, d'une part, la mesure

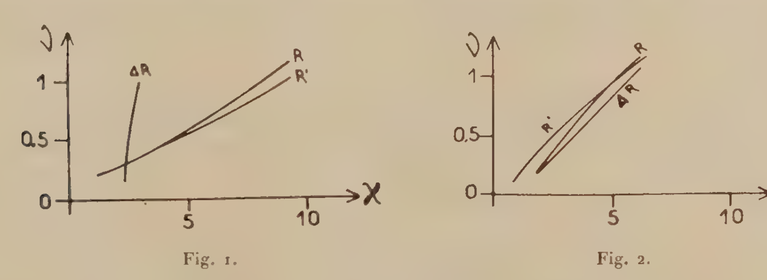


Fig. 1.   Fig. 2.

Fig. 1. — Détermination des constantes optiques ($\lambda = 4358$ Å et $e_m = 18$ mμ).
Fig. 2. — Détermination des constantes optiques ($\lambda = 4358$ Å et $e_m = 3,9$ mμ).

([2]) *Comptes rendus*, **239**, 1954, p. 1472 et 1365.

(*) Séance du 1er août 1955.
([1]) P. Rouard, *Ann. Phys.*, **7**, 1937, p. 291.
([2]) J. Trompette, *J. Phys.* (sous presses).
([3]) D. Malé, *Comptes rendus*, **230**, 1950, p. 565 et *Ann. Phys.*, **9**, 1954, p. 10.

du changement de phase n'est plus possible par la méthode utilisée et d'autre part la relation de Wolter $n_1(1-T-R)=n_0(1-T-R')$, est encore vérifiée. Cette détermination simultanée a été possible pour trois longueurs d'onde de l'ultraviolet avec une bonne précision puisque, pour une même lame, les épaisseurs trouvées ne varient pas plus de 1 %. Connaissant l'épaisseur il nous a alors été très facile, avec les seules valeurs de R, R' et T, de déterminer ν et χ dans le visible. Pour les lames très minces, les déterminations sont plus ou moins nettes. La figure 1 donne un exemple de bonne détermination alors que la figure 2 montre un cas d'indétermination. Cette indétermination, est très

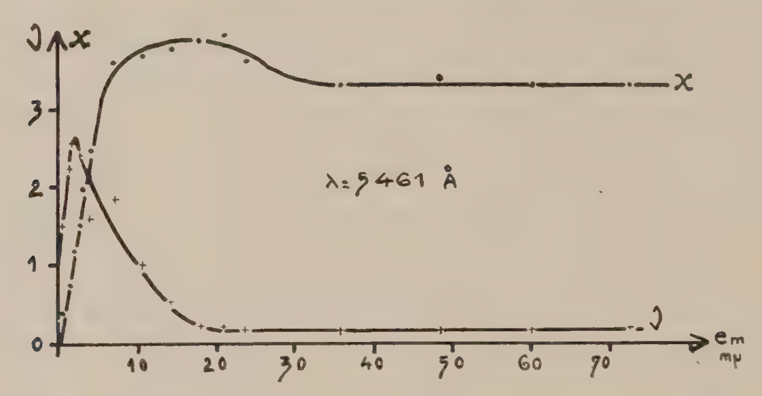


Fig. 3. — Variation de ν et χ en fonction de l'épaisseur massique $\lambda = 5461$ Å.

facile à lever lorsqu'on connaît l'épaisseur de la lame. Pour une même lame nous avons fait la moyenne des épaisseurs les mieux définies. Connaissant cette épaisseur nous avons pu déterminer ν et χ pour toutes les longueurs d'onde,

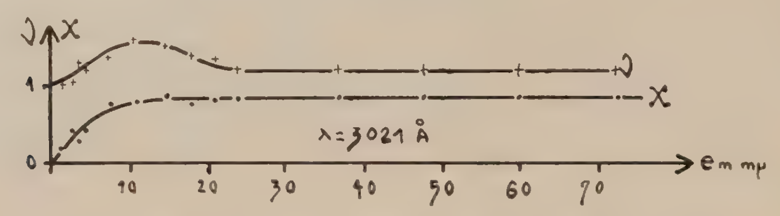


Fig. 4. — Variation de ν et χ en fonction de l'épaisseur massique $\lambda = 3021$ Å.

sauf pour $\lambda = 3261$ Å et $\lambda = 3404$ Å. Les résultats sont donnés dans le tableau ci-après.

On remarque sur les deux courbes que nous donnons (*fig.* 3 et 4) que l'indice de réfraction ν passe par un maximum très marqué pour les grandes longueurs d'onde. L'indice d'extinction χ, faible pour les lames très minces, passe aussi par un maximum, sauf pour $\lambda = 3021$ Å. Ce maximum se situe pour

des épaisseurs plus grandes que le maximum de ν ainsi que l'a établi théoriquement D. Malé ([4]).

On voit que, pour des épaisseurs supérieures à 25 mμ, les constantes optiques ne varient pratiquement plus.

e_m (mμ).	e (mμ).	3021 Å ν.	3021 Å χ.	3261 Å ν.	3261 Å χ.	3404 Å ν.	3404 Å χ.	4358 Å ν.	4358 Å χ.	4800 Å ν.	4800 Å χ.	5086 Å ν.	5086 Å χ.	5461 Å ν.	5461 Å χ.	5780 Å ν.	5780 Å χ.
0,65	4,3...	1,0	0,2	–	–	–	–	1,05	0,8	–	–	1,5	0,55	1,5	0,4	1,45	0,3
1,30	5,7...	–	–	–	–	–	–	1,5	1,2	1,55	1,0	2,2	1,0	2,25	0,73	2,2	0,6
1,95	6,3...	1,1	0,42	–	–	–	–	1,4	1,5	1,9	1,6	2,4	1,4	2,6	1,2	2,7	1,0
2,60	7,9...	1,04	0,44	–	–	–	–	1,2	1,55	1,75	1,75	2,0	1,8	2,4	1,5	2,7	1,3
3,25	9,1...	1,3	0,3	–	–	–	–	1,1	1,6	1,5	1,8	1,75	2,0	2,0	2,0	2,6	1,6
3,90	10,1...	1,2	0,4	–	–	–	–	1,1	1,5	1,4	1,9	1,65	2,0	1,6	2,3	2,0	2,2
7,2	9,94..	1,3	0,75	–	–	0,45	1,3	0,75	3,0	1,2	3,2	1,4	3,5	1,8	3,6	2,3	3,8
10,8	12,8...	1,6	0,75	–	–	0,4	1,2	0,5	2,6	0,6	3,2	0,8	3,5	1,0	3,7	1,05	3,9
14,4	17,1...	1,5	0,8	–	–	0,35	1,2	0,34	2,4	0,38	2,9	0,38	3,3	0,46	3,8	0,53	3,8
18,0	20,4...	1,35	0,75	–	–	0,35	1,1	0,18	2,2	0,24	2,6	0,18	2,8	0,22	3,9	0,24	3,2
21,6	23,5...	1,30	0,8	–	–	0,25	1,2	0,14	2,3	0,12	2,55	0,12	2,45	0,18	3,9	0,18	3,7
24,1	25,3...	1,2	0,8	0,7	0,4	0,18	0,9	0,18	2,35	0,16	2,7	0,16	3,0	0,17	3,6	0,18	3,8
36,2	37,1...	1,13	0,8	0,5	0,5	0,29	1,0	0,13	2,5	0,11	2,6	0,10	2,7	0,13	3,3	0,21	3,7
48,2	49,1...	1,2	0,8	0,5	0,5	0,25	1,0	0,13	2,5	0,12	2,5	0,11	2,7	0,14	3,4	0,18	3,7
60,2	61,5...	1,25	0,8	0,5	0,5	0,24	1,2	0,11	2,3	0,11	2,5	0,11	2,7	0,14	3,3	0,17	3,65
72,2	73,2...	1,20	0,8	0,5	0,5	0,22	1,0	0,11	2,3	0,11	2,5	0,11	2,7	0,14	3,3	0,18	3,7

e, épaisseur réelle de la la lame; e_m, épaisseur « massique » déduite du poids de lame.

SPECTROSCOPIE. — *Spectre d'absorption de l'iodure cuivreux aux très basses températures*. Note de M. **Serge Nikitine**, Mme **Lucienne Couture**, MM. **Guy Perny** et **René Reiss**, présentée par M. Jean Cabannes.

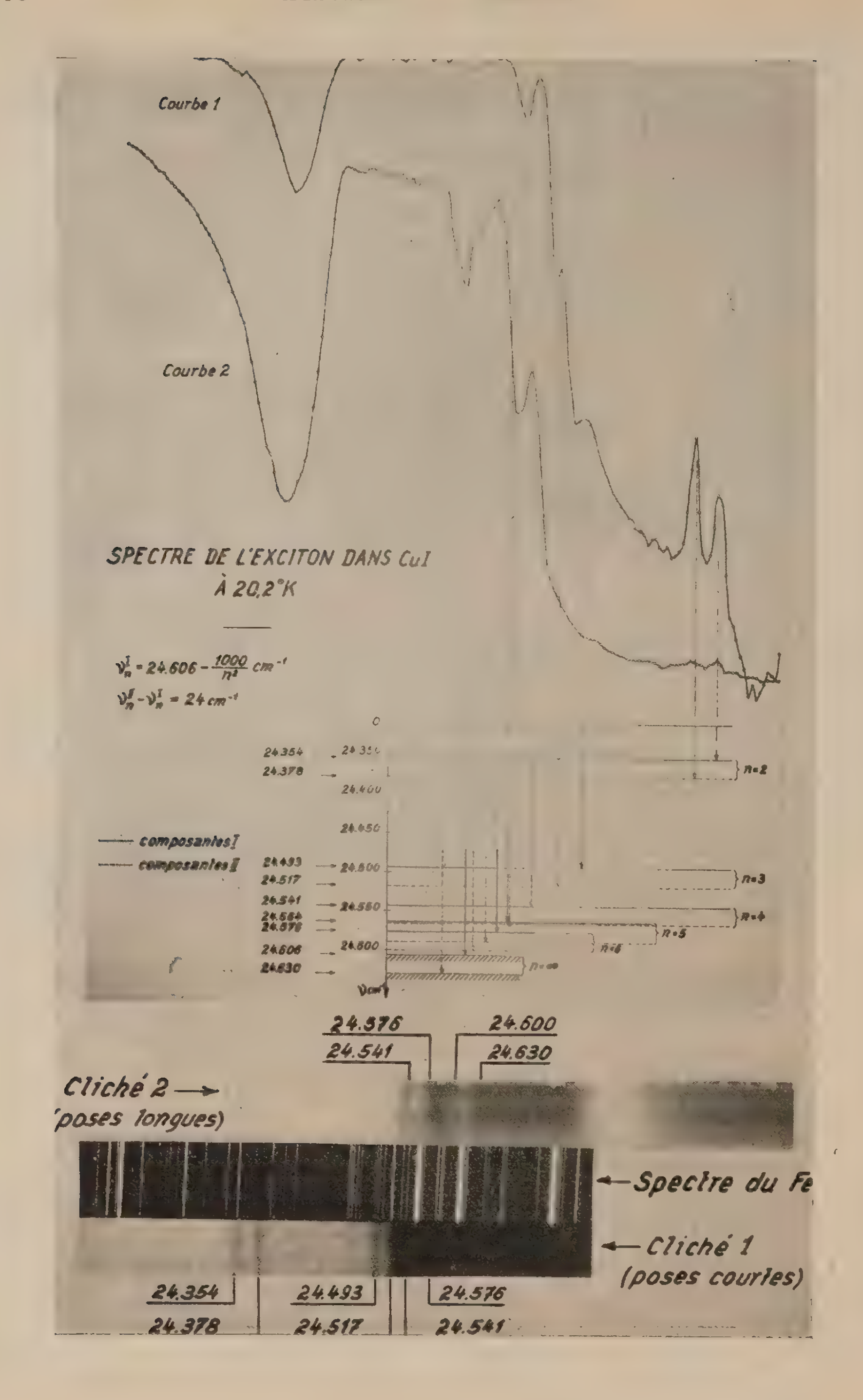
Des lames minces de CuI permettent d'observer aux basses températures un spectre « hydrogénoïde » de doublets. Les composantes des doublets sont des raies d'absorption très fines. L'écartement des doublets est constant. Ce spectre de raies est attribué à la formation d'excitons dans le cristal.

Nous avons préparé des lames minces d'iodure cuivreux par action de l'acide iodhydrique sur du cuivre électrolytique, puis fusion sur une lame de verre. Ces lames étaient suffisamment minces pour permettre l'observation d'un spectre de raies discrètes d'absorption, aux températures de l'hydrogène et de l'hélium liquides.

Ce spectre est composé d'un grand nombre de raies d'intensités différentes, ce qui a nécessité l'emploi de plusieurs temps de pose pour pouvoir obtenir le spectre complet; les courbes densitométriques et clichés 1 et 2 correspondent respectivement aux poses courtes et aux poses longues.

Les longueurs d'onde des raies ont pu être déterminées avec une erreur absolue $\Delta\lambda \leq 0,5$ Å, soit $\Delta\nu \leq 3$ cm^{-1}, grâce à la bonne dispersion du spectro-

([4]) *Comptes rendus*, 230, 1950, p. 286.


Courbe 1
Courbe 2
SPECTRE DE L'EXCITON DANS CuI
À 20,2°K
$\nu_n^I = 24.606 - \frac{1000}{n^2}$ cm^{-1}
$\nu_n^{II} - \nu_n^I = 24$ cm^{-1}
composantes I
composantes II
24.354
24.378
24.493
24.517
24.541
24.606
24.630
24.400
24.450
24.500
24.550
24.600
n=2
n=3
n=4
n=5
24.376
24.600
24.541
24.630
Cliché 2
(poses longues)
Spectre du Fe
Cliché 1
(poses courtes)
24.354
24.493
24.576
24.378
24.517
24.541

graphe dans le domaine spectral étudié. Nous avons obtenu les valeurs suivantes à la température de l'hydrogène liquide.

— Courbe et cliché 1 : $\lambda = 4106$; 4102; 4083; 4079; 4075 Å.

— Courbe et cliché 2 : $\lambda = 4075$; 4069; 4064 Å.

Nous n'avons pas observé de différence notable entre ces derniers spectres et ceux obtenus à la température de l'hélium liquide.

En supposant qu'une raie de longueur d'onde $\lambda = 4071$ Å s'intercale entre les raies $\lambda = 4075$ Å et $\lambda = 4069$ Å (*Voir* courbe 2), on est tenté d'admettre que le spectre d'absorption se compose de doublets d'écartements constants; l'intensité de la composante de plus grande longueur d'onde est la plus faible. Nous désignerons respectivement par ν_n^{I} et ν_n^{II} les nombres d'onde des composantes des doublets de nombre quantique n.

Les composantes ν_n^{I} peuvent être représentées par la formule hydrogénoïde suivante :

$$\nu_n^{\text{I}} = 24\,606 - \frac{1000}{n^2}\,(\text{cm}^{-1}) \qquad n = ,2,\ 3,\ 4,\ \ldots.$$

Cette formule reproduit avec une précision supérieure à 1,5 cm^{-1} les valeurs observées des nombres d'onde des raies.

Les composantes ν_n^{II}, d'intensité plus forte, se déduisent des composantes ν_n^{I} par la formule : $\nu_n^{\text{II}} = \nu_n^{\text{I}} + 24$ cm^{-1}.

Les doublets correspondant aux nombres quantiques $n = 2$, $n = 3$ et $n = 4$ sont bien visibles sur la figure. A partir de $n = 5$, les raies I et II s'enchevêtrent fortement et forment un spectre non résolu qui s'étend sur un intervalle d'environ 45 cm^{-1}.

Les limites de série calculées à partir des formules précédentes, soit $\nu_\infty^{\text{I}} = 24\,606$ cm^{-1} et $\nu_\infty^{\text{II}} = 24\,630$ cm^{-1} correspondent bien à des accidents caractéristiques de la courbe 2.

Il est probable que ces raies sont dues à la formation d'excitons. L'origine de la structure de doublets n'est toutefois pas claire.

Notons que le minimum d'absorption au delà des deux limites de série, se trouve à 24 703 cm^{-1}, soit à 177 cm^{-1} de la première limite de série ν_∞^{I}. Cette valeur est à rapprocher du nombre d'onde de la vibration infrarouge du cristal qui est 172 cm^{-1}.

OPTIQUE ATOMIQUE. — *Réflexion sélective sur la vapeur de cadmium.*

Note (*) de Mme **Marthe Spitzer**, présentée par M. Francis Perrin.

Le phénomène de la réflexion sélective a été découvert en 1909 par R. W. Wood ([1]) sur la vapeur de mercure et la raie de résonance 2 537 Å.

(*) Séance du 11 juillet 1955.

([1]) *Phil. Mag.*, **18**, 1909, p. 187; **23**, 1912, p. 689.

Il consiste en une augmentation notable du pouvoir réflecteur d'une surface verre-vapeur quand la pression de la vapeur est augmentée et cela uniquement pour les longueurs d'onde correspondant aux radiations de résonance. Depuis la découverte de Wood, ce phénomène a été l'objet de nombreuses études dont la plus récente et la plus intéressante a été celle qui a fait l'objet de la thèse de Jean-Louis Cojan (²). Toutefois les difficultés de réalisation expérimentales ont fait que jusqu'à présent la vapeur de mercure seule a été étudiée, le verre étant naturellement de la silice pure fondue. Nous nous sommes proposés de reprendre l'étude avec un autre corps. Les métaux alcalins devant être exclus à cause de leur activité chimique sur les parois à la température nécessaire pour obtenir la tension de vapeur exigée, nous avons essayé avec le cadmium qui, après le mercure, se trouve être un des métaux les plus volatils. Il présente d'ailleurs l'avantage de posséder dans le domaine facilement accessible de son spectre deux raies de résonance, l'une la raie d'intercombinaison singulet-triplet 3 261 Å, l'analogue de la raie 2 537 Å du mercure et l'autre la raie de résonance vraie singulet-singulet 2 288 Å, l'analogue de la raie 1849 Å du mercure qui n'a jamais pu être étudiée.

Un tube de silice fondue contenant seulement un peu de cadmium, possède une face légèrement prismatique et un appendice qui, maintenu à une température inférieure au reste du tube, permettra le contrôle de la pression de vapeur. Par l'intermédiaire d'un achromat, l'image d'une fente de 5/10e de millimètre placée devant une lampe spectrale Philips à vapeur de cadmium dont l'enveloppe de verre ordinaire a été enlevée, est projetée à l'aide d'un miroir aluminé sur la face prismatique du tube à cadmium. Un diaphragme allongé dans la direction de la fente et assez étroit (2 mm) délimite un faisceau aplati. Ce faisceau se réfléchit avec une incidence presque normale sur chacune des deux surfaces de la face prismatique et les deux faisceaux réfléchis sont séparés. Le faisceau réfléchi sur la face intérieure est seul à pénétrer dans un spectrographe sans fente matérielle. C'est l'image de la fente placée devant la lampe qui constitue en réalité la fente du spectrographe. Une plaque photographique recueille le spectre des diverses radiations réfléchies. Une première pose est faite quand le tube est froid, une deuxième quand le tube est chauffé, une troisième quand le tube est refroidi. On doit trouver pour les raies de résonance, une exaltation du pouvoir réflecteur quand le tube contient de la vapeur à une densité suffisante.

Tant que le tube est chauffé à une température n'atteignant pas 630° ($p = 120$ mm) les trois spectres sont sensiblement identiques et l'on ne peut déceler un effet dans les conditions expérimentales réalisées. A partir

(²) *Ann. Phys.*, 9, 1954, p. 385.

de cette température, la température ayant été poussée jusqu'à 765° ($p = 700$ mm), on observe pour la raie 2 288 Å, une intensité plus grande si le tube est chaud que si le tube reste froid. La différence augmente avec la température mettant ainsi en évidence le phénomène de la réflexion sélective de la radiation 2 288 Å sur la vapeur de cadmium à pression suffisante.

Par contre la lumière, provenant de l'émission thermique des parois des fours et sortant du diaphragme assez ouvert par où passent les faisceaux incidents et réfléchis sur le tube à cadmium, vient faire une tache de plus en plus étendue sur la partie du spectre qui avoisine la raie 3 261 Å. C'est ainsi qu'avec le montage actuel on ne peut pas conclure que la réflexion sélective pour la raie 3 261 Å se manifeste aux températures où se manifeste celle de la raie 2 288 Å. Il semblerait toutefois que, toutes conditions étant égales, elle ne se manifeste qu'à des températures supérieures.

L'achromat de projection de même que ceux du spectrographe ont été réalisés simplement avec des cuves à eau dont les faces sont des ménisques convergents de quartz cristallin convenablement calculés.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Hydrazides de la série phénoxyacétique et dérivés.* — Note de MM. **Evanguélos Baltazzi** et **Roger Delavigne**, présentée par M. Jacques Tréfouël.

Dérivés de condensation de l'hydrazide phénoxyacétique avec divers aldéhydes et cétones. Formation de la NN'-diphénoxyacétylhydrazine à partir de l'hydrazide phénoxyacétique en milieu acétique.

Dans une Note précédente [1], l'un de nous a décrit l'hydrazide de l'acide phénoxyacétique, obtenu par action, à froid, de l'hydrate d'hydrazine sur l'ester correspondant. Nous avons pensé pouvoir étudier ce corps, de même que certains de ses dérivés substitués sur le noyau et dans lesquels l'oxygène de la fonction éther-oxyde serait remplacé par un autre groupement. Ils pourraient, en effet, présenter un certain intérêt au point de vue de l'activité biologique et comme réactifs possibles des aldéhydes et éventuellement, des cétones.

Préparation de l'hydrazide phénoxyacétique. — On mélange, en agitant, à froid, 11 g (10 cm³) de phénoxyacétate d'éthyle avec le même volume d'hydrate d'hydrazine à 98 %; bientôt, le liquide devient homogène et l'hydrazide cristallise. On laisse reposer quelques heures, on essore, lave à l'eau glacée, puis à l'éther. L'hydrazide ainsi obtenu est pratiquement pur. F 113° (Rdt 9,6 g; 95 %).

La condensation de l'hydrazide phénoxyacétique avec les aldéhydes se fait dans une quantité minima d'acide acétique aqueux (à 50 % environ) à froid,

---

(1) E. Baltazzi, *Comptes rendus*, 241, 1955, p. 321.

ou avec un court chauffage vers 60-70° destiné à rendre la solution homogène; on laisse pendant 1 h à la température ambiante puis pendant 2 ou 3 h à 0°. En général, il y a formation de cristaux; dans le cas contraire, on verse dans l'eau et l'on isole le dérivé ainsi obtenu. Devant la facilité avec laquelle l'hydrazide phénoxyacétique réagit avec les aldéhydes, nous avons pensé l'utiliser comme réactif des cétones, bien que les hydrazides soient connus pour réagir d'une façon assez irrégulière avec celles-ci ([2]). Effectivement, nous avons constaté que certaines cétones réactives (cyclanones, cétones aromatiques ou celles qui, comme la benzylydène-acétone, contiennent une double liaison conjugée au noyau) réagissent normalement avec l'hydrazide phénoxyacétique. Par contre, les cétones aliphatiques (par exemple acétone, méthylpropylcétone, diisopropylcétone, méthylnonylcétone) ou arylaliphatiques, du type méthylbenzylcétone, ne réagissent pas. Le tableau donne la liste et les constantes des dérivés obtenus.

Aldéhydes.	F et solvant de cristallisation.	N %. calculé pour		N %. trouvé
Benzoïque	155° (*b*)	$C_{15}H_{14}O_2N_2$:	11,0	11,0
Cuminique	125 (*b*)	$C_{18}H_{20}O_2N_2$:	9,5	9,4
Anisique	131 (*a*)	$C_{16}H_{16}O_3N_2$:	10,0	9,9
Salicylique	169 (*b*)	$C_{15}H_{14}O_3N_2$:	10,4	10,5
o-Vanilline	147 (*a*)	$C_{16}H_{16}O_4N_2$:	9,3	9,2
Cinnamique	167 (*b*)	$C_{17}H_{16}O_2N_2$:	10,0	10,0
Pipéronal	194 (*b*)	$C_{16}H_{14}O_4N_2$:	9,4	9,3
Propionique	91 (*a*)	$C_{11}H_{14}O_2N_2$:	13,5	13,3
Isobutyrique	120 (*a*)	$C_{12}H_{16}O_2N_2$:	12,7	12,7
Furfural	133 (*b*)	$C_{13}H_{12}O_3N_2$:	11,5	11,4
Cétones.				
Cyclopentanone	131 (*a*)	$C_{13}H_{16}O_2N_2$:	12,1	12,0
Cyclohexanone	120 (*b*)	$C_{14}H_{18}O_2N_2$:	11,4	11,5
Acétophénone	165 (*b*)	$C_{16}H_{16}O_2N_2$:	10,4	10,4
Benzophénone	117 (*b*)	$C_{21}H_{18}O_2N_2$:	8,5	8,5
α-Hydrindone	162 (*b*)	$C_{17}H_{16}O_2N_2$:	10,0	10,0
Benzylidène-acétone	170 (*b*)	$C_{18}H_{18}O_2N_2$:	9,5	9,6
γ-Acétylpyridine (*)	167 (*b*)	$C_{15}H_{15}O_2N_3$:	15,6	15,4

(*a*) Éthanol aqueux.
(*b*) Éthanol.
(*) Précipitée de la solution acétique par de l'ammoniaque.

Dans le cas où l'hydrazide phénoxyacétique ne réagit pas avec la cétone en présence, particulièrement quand on cherche à forcer la réaction par chauffage de la solution hydroacétique, on isole un corps, F 164° (dioxan; pour $C_{16}H_{16}O_4N_2$, calculé % C 64,0; H 5,3; N 9,3, trouvé % C 64,0; H 5,3;

([2]) *Cf.* GRIGNARD, DUPONT et LOCQUIN, *Traité de Chimie Organique*, Masson et Cie, Paris, 15, 1948, p. 491.

N 9,3 %) dont la formule correspond à celle de la diphénoxyacétylhydrazine symétrique. Cette structure a été confirmée par deux tests ([3]), à savoir, la formation de salicylaldazine (après hydrolyse avec de la soude normale) et la non condensation avec le salicylaldéhyde. La N N′ diphénoxyacétylhydrazine est peu soluble dans le milieu réactionnel hydroacétique et se sépare en cours de réaction. Le mécanisme de sa formation serait probablement le suivant :

$$C_6H_5OCH_2CONHNH_2 \overset{H_3^+O}{\rightleftharpoons} C_6H_5OCH_2COO^- + NH_2-NH_3^+$$

$$C_6H_5OCH_2CONHNH_3^+ + C_6H_5OCH_2COO^- \rightarrow (C_6H_5OCH_2CONH-)_2 + H_2O$$

PHYSIOLOGIE VÉGÉTALE. — *Sur le redressement du « crochet » des plantules de* Cuscuta. Note de Mme **Josette Tronchet**, présentée par M. Raoul Combes.

Lorsque la partie distale repliée (ou « crochet ») des plantules de *Cuscuta gronovii* Willd se redresse, le *pourcentage d'accroissement journalier de la seule zone de croissance* est au moins égal à 100 %, c'est-à-dire que cette seule zone de croissance a au moins doublé de longueur en 24 heures.

On peut distinguer dans une plantule jeune de *Cuscuta*, au-delà d'une zone proximale incolore plus ou moins épaisse, une zone distale teintée de vert, au moins dans nos conditions de culture (sable mouillé d'eau distillée, atmosphère saturée d'humidité). D'abord repliée et rabattue, cette zone distale constitue le « crochet », limité inférieurement par ce que nous appelons la « cambrure » ([1]). Au début, la zone proximale s'allonge alors que le crochet diminue de longueur et enfin se déploie. Ce redressement marque un stade important de la vie de la plantule correspondant au début des nutations actives ([2]) et nous avons cherché à préciser certaines des conditions qui le déterminent.

Le facteur *temps* a le premier attiré notre attention, mais nous avons dû rapidement reconnaître que si chez *C. gronovii* le crochet se déroule très souvent le 4e ou le 5e jour après le début de la germination, ce fait peut également se produire du 3e au 8e jour dans les conditions normales. L'âge réel paraissant ne pas être en cause, nous avons cherché si *l'âge physiologique* de la plantule, défini dans ce cas par la longueur atteinte, pouvait être tenu pour responsable du redressement du crochet. Or, la longueur totale de la plantule au stade considéré varie pour *C. gronovii* de 70 à 110 mm. De même, il ne paraît exister aucun rapport défini entre la longueur totale au moment du déploiement et la longueur maximale à laquelle atteindra la plantule, la valeur

([3]) *cf.* Feigl, « *Spot tests* », Elsevier Publishing Cy, N. York, 1954, p. 216 et suivantes.

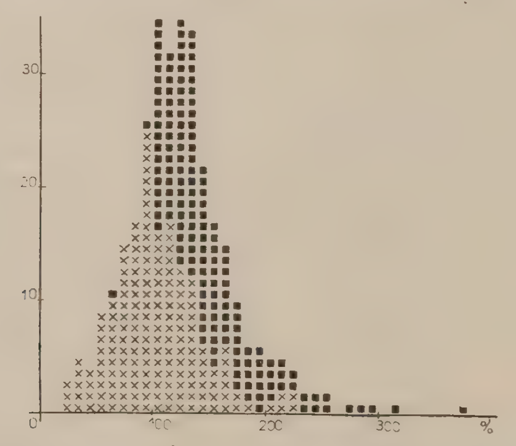
([1]) *Ann. Sci. Univ. Besançon*, Bot. fasc. 6, 1955.

([2]) Zietz, *Biol. Zbl. Dtsch.*, 73, n° 3-4, 1954.

de ce rapport variant de 32 à 89 %. C'est dire que, dans nos conditions de culture, pour des plantules dont la croissance se traduit par des courbes sigmoïdes semblables (³) le déploiement se produit à des moments différents, donc s'inscrit sur les courbes à des niveaux variant d'une plantule à l'autre, la limite supérieure étant située juste avant la plus grande croissance ou exceptionnellement aussitôt après.

Champagnat (⁴) a montré que pour des végétaux ligneux, certains bourgeons axillaires échappent à l'inhibition apicale lorsqu'un certain seuil de vitesse de croissance est dépassé (pour *Betula* par exemple, 8 mm par jour). Rien de semblable chez les plantules de Cuscute où le déroulement se produit pour des croissances journalières très différentes (pour *C. gronovii* de 11 à 46 mm) et même pas nécessairement pour les plus fortes croissances.

Mais dans une plantule de Cuscute qui, par exemple, passe en un jour de 68 à 92 mm, cette croissance de 24 mm est en fait localisée dans une zone de 20 mm (⁵) et le déploiement du crochet paraît déclenché par l'élongation



En abscisses, les pourcentages d'accroissement journalier en %, en ordonnées, le nombre de cas observés. Les pourcentages inactifs sont figurés par une croix, ceux qui correspondent à un déroulement du crochet par un carré plein.

rapide de cette zone. Nous avons calculé dans de très nombreux cas, le *pourcentage d'accroissement journalier de la seule zone de croissance* (rapport de la croissance journalière $l_{n-1} - l_n$ à la longueur initiale l_n de cette zone rapportée à 100), pourcentage qui dans l'exemple ci-dessus est de :

$$\frac{(l_{n+1} - l_n) \times 100}{l_n} = \frac{24 \times 100}{20}$$

(³) Mme J. Tronchet, *Comptes rendus*, 240, 1955, p. 1259.

(⁴) *Ann. Biol. Fr.*, 26, 1950, nº 12, coll. intern. morph., Strasbourg 1949.

(⁵) Mme J. Tronchet, *Ann. Sci. Univ. Besançon*, 1955, Bot. fasc. 6.

soit 120 %. Nous avons pu établir que lorsque le crochet se déroule, ce pourcentage est supérieur à 100 %, c'est-à-dire l'élongation est telle que la *seule zone de croissance double au moins de longueur en 24 heures*. Dans la figure, les pourcentages d'accroissement sont représentés par une croix lorsqu'ils ont été inactifs et par un carré plein lorsqu'il y a eu déploiement. Il n'y a pratiquement pas de déploiement pour des pourcentages inférieurs à 100 % (2 cas sur 326), cependant des *pourcentages supérieurs n'entrainent pas nécessairement le redressement*.

Cette règle paraît valable dans nos conditions de culture quelle que soit l'espèce de *Cuscuta* considérée, qu'elle atteigne une longueur maximale de 230 mm (*C. gronovii*) ou seulement 90 mm (*C. epilinum*). En ralentissant la croissance par des moyens sur lesquels nous reviendrons ultérieurement, nous avons pu *chez C. gronovii retarder le déploiement du crochet jusqu'au* 9e *et même dans un cas jusqu'au* 15e *jour*. Cependant, il arrive un moment où une croissance même réduite correspond à un pourcentage d'accroissement journalier supérieur à 100 % du fait de la diminution progressive de la zone d'élongation qui est alors elle-même réduite à quelques millimètres, la cambrure qui la limite inférieurement se déplaçant en direction basifuge. Le temps joue ainsi en faveur du déploiement du crochet et un accroissement donné, inactif au jour n peut devenir efficace au jour $n+1$.

PHYSIOLOGIE. — *Température d'adaptation et consommation d'oxygène chez le Rat blanc*. Note de M. S. **Gelineo**, présentée par M. André Mayer.

Nous avons relaté dans un travail antérieur ([1]) que les oxydations se déroulent plus rapidement chez le Rat qui a séjourné un temps prolongé à une température relativement basse. Inversement, l'intensité métabolique est réduite chez le Rat séjournant pendant plusieurs semaines à une température voisine de la neutralité thermique (30°C). Le même comportement s'observe aussi au cours de la croissance : des rats âgés de trois mois qui vivent depuis leur naissance à 29°-32°C, produisent à cette température 614 Calories/m²/24 h. Leur calorification mesurée à 2°C se chiffre à 1657 Calories/m²/24 h. Des Rats de même âge, mais élevés à 0°-10°C produisent à 30°C 904 Calories/m²/24 h et 2138 Calories/m²/24 h à 2°C. Quand on poursuit ces expériences au cours de la croissance ultérieure, les mêmes différences persistent.

Il résulte de ces nombres que la température du milieu d'adaptation se répercute sur la calorification basale et celle de la thermogenèse de réchauffement pendant toute la durée de la croissance.

([1]) S. Gelineo, *Sur l'adaptation de la thermogenèse au milieu thermique*, Acad. roy. serbe, Belgrade, 1933 (en serbe) *Ann. Physiol.*, 10, 1934, p. 1083-1115.

TABLEAU I.

Production de chaleur à + 2°C chez le Rat en cours de croissance élevé à trois températures différentes.

Température à laquelle séjournent les animaux.	Calories produites par m² et 24 heures à + 2°C au cours de la croissance.						
	6 semaines.	2 mois.	3 mois.	4 mois.	5 mois.	7 mois.	9 mois.
29-32°C.........	2115	1959	1657	1778	1648	1537	1550
16-24°C.........	–	1980	1702	1854	–	1960	1885
0-2°C..........	2589	2500	–	2049	2292	2223	2061

Ce résultat est en contradiction avec les observations de Bargeton et coll. ([2]) qui constatent que l'adaptation au froid provoque chez le Rat âgé de 3 mois une augmentation du métabolisme de base par rapport au Rat élevé en milieu chaud mais réduit la calorification mesurée à 10° C chez les animaux adaptés au froid par rapport à ceux adaptés au chaud. Les résultats de Bargeton indiquent un double effet de l'adaptation au froid au cours de la croissance : 1° augmentation de la dépense de fond ; 2° diminution de la déperdition calorique aux températures inférieures à la neutralité thermique.

Nous avons repris nos expériences pour nous trouver dans des conditions expérimentales comparables à celles de Bargeton : deux femelles vivant depuis des mois à 26-28° C mettent bas le 6 février ; deux autres séjournant à 10-12° C mettent bas le même jour. Les ratons des deux jetées sont élevés aux deux températures auxquelles sont adaptées les mères. Âgés de 3 mois, on les soumet à l'expérience. On mesure leurs échanges à 30°,5 et à 3° C ; ces mesures sont effectuées sur 2 lots de 7 ratons mâles.

Les mesures sont faites le matin sur des animaux qui jeûnent depuis 16 heures environ. Aucun des rats n'a présenté d'hypothermie en fin d'expérience après une mesure d'une durée de une heure.

TABLEAU II.

Consommation d'oxygène à 30° et 3° C de deux lots de ratons âgés de 3 mois élevés à deux températures différentes.

Température à laquelle séjournent les animaux.	Poids des animaux (g).	Consommation d'oxygène (cm³/k/h).	
		à 30° C	à 3° C
26°-28° C	165-185	1147	3260
10°-15° C	150-185	1544	3838

La consommation d'oxygène est plus forte de 34 % à 31° chez les animaux élevés à basse température. A 3° C, l'augmentation n'est que de 17 %. Ces

([2]) D. BARGETON, M. EON, C. KRUMM-HELLER, C. LIBERMANN et J. MASSON, *J. Physiol.*, 46, 1954, p. 234-236, 485, 860.

résultats confirment les données de W. Cottle et L. D. Carlson (3) et celles de H. Krog, M. Manson et L. Irving (4). Ils ne se superposent pas à ceux de Bargeton ni à ceux que nous venons de publier ailleurs (5). Le résultat observé par Bargeton et par nous-même ne s'observe qu'aux mois de mars et avril. Dès le mois de mai (expériences relatées au tableau n° 2) le séjour au froid provoque une élévation du métabolisme de base et une intensification de la thermogenèse de réchauffement.

Conclusion. — Le Rat né et élevé dans un milieu thermique froid présente une augmentation de son métabolisme de base et de sa calorification de la thermogenèse de réchauffement par rapport au Rat né et élevé à la neutralité thermique. Cette observation est valable pendant dix mois de l'année. Au printemps (mars-avril) la thermogenèse de réchauffement ne présente pas cette augmentation caractéristique.

ÉCONOMIE RURALE. — *Évaluation du champ visuel binoculaire des Bovins domestiques* (Bos taurus *L.*). Note (*) de M. **Clément Bressou**, présentée par M. Gaston Ramon.

La vision binoculaire antérieure des Bovins commence à la limite nasale du chanfrein; elle mesure un angle de 78° environ. La vision binoculaire postérieure est inexistante.

La mesure du champ visuel binoculaire des Bovins peut être obtenue, soit par la méthode directe, soit par une construction graphique réalisée à partir de la connaissance du champ monoculaire (1).

La lecture de l'image transsclérale est délicate, tant en raison de la situation profonde du pôle postérieur du globe oculaire que du volume de la tête et de la difficulté de maintenir celle-ci dans son inclinaison naturelle.

Nous y sommes parvenu en faisant construire un nouveau périmètre, inspiré de celui d'Alfort. Il est constitué par un cercle gradué de 3 m de diamètre servant au déplacement de la source lumineuse et fixé sur un disque mobile dont la rotation indique les méridiens.

D'autre part, nous avons opéré sur la tête placée à la verticale, le sommet nasal vers le sol; la dénudation de la sclérotique en place est ainsi facilitée et les yeux tendent par leur poids à garder une position et une forme normales.

Dans ces conditions, le champ visuel binoculaire est limité par les positions

(3) *Amer. J. Physiol.*, **178**, 1954, p. 305-308.

(4) *J. Appl. Physiol.*, **7**, 1955, p. 349-354.

(5) S. Gelineo et R. Kocarov, *C. R. Soc. Biol.*, séance du 15 juillet 1955 (sous presse).

(*) Séance du 17 août 1955.

(1) *Comptes rendus*, **241**, 1955, p. 615.

des images transsclérales d'une même source lumineuse apparaissant simultanément sur les deux yeux.

Le diagramme tracé sur le gabarit ci-dessous (*fig.* 1) donne le résultat obtenu sur une tête rectiligne, représentant le type médioligne de l'espèce.

On peut observer que, dans chaque œil, le champ binoculaire atteint 80° environ, dans le plan horizontal; il est un peu plus étendu dans un plan légèrement relevé vers le haut et mesure 100° dans cette direction. Il atteint jusqu'à 103° dans le plan vertical, dont la plus grande partie est située au-dessus de l'horizontale.

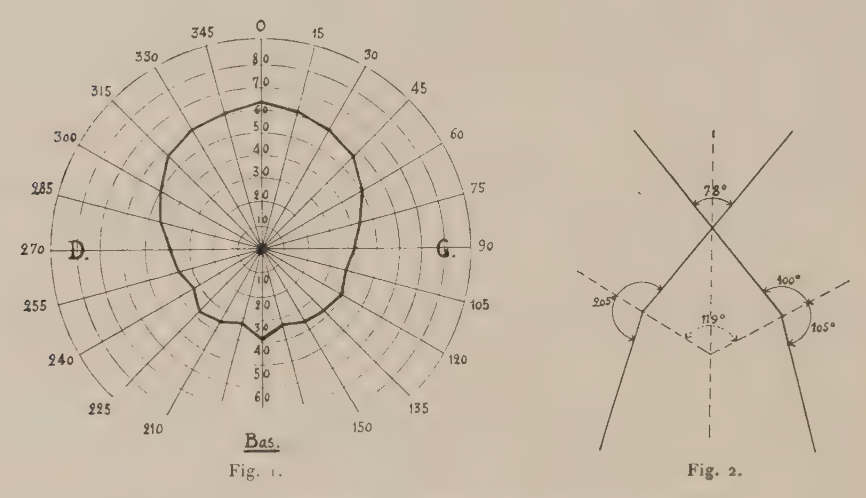


Fig. 1.

Fig. 2.

Fig. 1. — Champ visuel anatomique binoculaire d'un Bovin.
Fig. 2. — Champ visuel binoculaire total des Bovins (plan horizontal).

La conformation céphalique des Bovins change peu suivant les races, bien que les profils affectent des courbures assez différentes pour donner à l'indice facial des valeurs allant de 72 à 53,70 (Cornevin). Le champ visuel binoculaire n'est guère influencé par ces modifications du profil céphalique puisque ses variations, dans des mensurations qui ont porté sur des races très diverses, n'ont pas dépassé 5 à 6° dans les deux sens.

On peut aussi obtenir une valeur de champ visuel binoculaire par une construction graphique combinant la connaissance du champ visuel monoculaire et celle de la direction des axes oculaires. L'écartement de ces axes mesurant, chez les Bovins (d'après Kœschel), 119° et le champ visuel s'ouvrant, comme nous l'avons montré, de 100° vers l'avant, l'angle visuel binoculaire qui résulte de l'association de ces deux valeurs (*fig.* 2) atteint 78° environ. Ces résultats se rapprochent de ceux obtenus par la méthode directe.

Si l'on considère, d'une part, l'orientation légèrement antérieure des

ouvertures orbitaires caractérisée par l'angle de 15 à 20° que ces ouvertures forment avec le plan sagittal et, d'autre part, l'exophtalmie normale des animaux de cette espèce, on voit que leur champ de vision binoculaire passe légèrement au-dessus de la section nasale du profil facial. La distance entre les parties moyennes de ces deux ouvertures variant de 18 à 22 cm, on doit déduire de la construction graphique ci-dessus, que le sommet de la vision binoculaire des Bovins se situe de 13 à 15 cm en-deçà du sommet céphalique, c'est-à-dire au niveau de l'extrémité nasale de la région du chanfrein.

Par contre, en arrière, la vision binoculaire est inexistante et les champs de chaque œil vont en divergeant suivant un angle de 35 à 40°, ouvert en arrière.

La séance est levée à 15 h 25 m.

L. B.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

OUVRAGES REÇUS PENDANT LES SÉANCES DE JUILLET 1955.

Estratto da *Rivista del Catasto e dei Servizi Tecnici Erariali*, n° 1, 1934-XII : *Per lo sviluppo dell' industria fotogrammetrica italiana ;* n° 6, 1940-XIX *: Sull collaudo diretto e sulla determinazione della precisione globale delle carte fotogrammetriche. Considerazioni*, da GINO CASSINIS. Roma, Istituto poligrafico dello stato Libreria ; 2 fasc. 26,5 cm.

Estratto dal *Bolletino del Com. Naz. Italiano per la geodesia e la geofisica, Seconda Serie, Anno* I, n°s 1, 2, 3, 1931-IX : *La IV assemblea generale della Unione geodetica e geofisica internazionale* (Stoccolma, Agosto 1930). N. 5-6, 1931-IX : *Progressi e tendenze nei procedimenti per determinazioni di gravita relativa*, da GINO CASSINIS ; 2 fasc. 24 cm.

Estratto de l'*Aerotecnica*. Vol. IX, n°s 1-2, 1929-VII. *L'aerofotogrammetria all' esposizione internazionale di aeronautica di Berlino e la riunione della « Deutsche gesellschaft für photogrammetrie »*. Vol. XI, n° 10, 1931-X : *Ricerche sul metodo aerofotogrammetrico nistri*, da GINO CASSINIS. Roma, Istituto polygrafico dello Stato libreria, 1931-X ; 2 fasc. 24 cm.

Estratto de *R. Scuolo di applicazione per gli ingegneri*. N° 3 : *Sulla risoluzione dei sistemi di equazioni che si nel problema delle osservazioni indirette*. N° 4 : *Sulla compensazione delle osservazioni gravimetriche*. N° 6. : *Sulla lege di variazione della densitá di compensazione isostatica con la profonditá*. N° 7 : *Sull' uso del tacheometro nei tracciamenti di strade, canali e analoghi*. N° 8 : *Sulla precisione conseguibile nei rileva menti di tracciati con il tacheometro autoriduttore Hammei-Fennel*, da GINO CASSINIS. Roma, Stabilimento tipo-litografico del genio civile, 1921-1922 ; 5 fasc. 24 cm.

Estratto de *La Ricerca scientifica*, anno V. Vol. II, nos 1-2 : *La Fotogrammetria aerea e la sua importanza tecnica ed economica*, da GINO CASSINIS ; 1 fasc. 25 cm.

Media Pars Urbis Rilievo planimetrico ed altimetrico eseguito dagli allievi della Scuola d'applicazione per gli ingegneri di Roma colla guida del prof. U. Barbieri e dell' ing. Gino Cassinis. Nota del V. REINA. Roma, Typografia della R. Accademia dei Lincei, 1910; 1 fasc. 27,5 cm.

Tracciamento della linea Roma mare Porto e Palidoro secondo il progetto dell ing. Caminada, da V. REINA. Roma. Officina polygrafica italiana, 1910 ; 1 fasc. 31 cm.

Livellazione geometrica di precisione dei muraglioni del tevere eseguita in Aprile e maggio 1911, da Gino CASSINIS. Estratto dagli *Annali della Societa degli ingegneri e degli architetti italiani*, n° 17, 1911. Roma, Tipografia dell' istituto internazionale d'agricultura, 1911 ; 1 fasc. 31 cm.

Determinazioni di gravita relativa compiute nel 1912 *a Roma, Arcetri, Livorno, Genova, Vienna e Postdam, Memoria* del V. REINA e GINO CASSINIS. Roma, Tipografia della R. Accademia dei Lincei, 1913 ; 1 fasc. 30 cm.

Uso della radiotelegrafia per la determinazione delle longitudini, da GINO CASSINIS, in *Electrotecnica*, Anno 1°.-1914, n° 18 ; 1 fasc. 32 cm.

Determinazioni di latitudine astronomica e di gravita relativa eseguite in Umbria e in Toscana nel 1913, da V. REINA e GINO CASSINIS. Roma, Tipografia nazionale de G. Bertero, 1915 ; 1 fasc. 31 cm.

Metodi stereogrammetrici di rilievo, da GINO CASSINIS. Estratto dagli *Annali della Societa degli ingegneri e degli architetti italiani*, n° 8, 1915, et n° 7, 1916 : *Livellazione geometrica di precisione dei muraglioni del Tevere eseguita in aprile* 1915, da GINO CASSINIS. Roma, L'Universelle, 1915 et 1916 ; 2 fasc. 30,5 cm.

Determinazioni di gravita relativa eseguite nel 1919 *a Roma, Napoli, Palermo, Teramo*, da GINO CASSINIS. Roma, l'Universelle, 1921 ; 1 fasc. 31 cm.

La riduzione isostatica delle misure geodetiche nell' ipotesi della densita di compensazione variabile con la profondita, da GINO CASSINIS. Estratto dalle *Memorie della Societa astronomica italiana*, nuovo serie. Vol. II. Roma, Grafia, 1922 ; 1 fasc. 24,5 cm.

Come si è affermata la nozione della forma ellissoidica della Terra, da GINO CASSINIS. Estratto dal *Periodico di Matematiche*, 1923, série IV, vol. III, n° 4. Bologna, Nicola Zanichelli ; 1 fasc. 23 cm.

Reale Accademia nazionale dei Lincei. Vol. XXIV, serie 5, fasc. 7, 1915 : *L'influenza della oscillazione del supporto sulle misure di gravita relativa compiute a S. Piétro in Vincoli coll' apparato di Sterneck a tripode*. Vol. XXXIII, série 5a, fasc. 1-2, 1924 : *Collegamento gravimetrico di Roma con Bologna a Padova*. Vol. I, série VIII, fasc. 12, 1946 : *Sulla teoria degli strumenti goniometrici*, da GINO CASSINIS ; 3 fasc. 28 et 26 cm.

Sulla determinazione della schiacciamento terrestre mediante valori della gravita, da GINO CASSINIS, in *Atti della Reale Accad. delle Scienze di Torino*. Vol. LXII, 1927 ; 1 fasc. 24 cm.

L'ingegnere. Vol. II, n° 4, 1928 : *Il teodolite e il telemetro Wild*. Vol. V, n° 3, 1931 : *Aerofotogravimetrie e Catasto*, da GINO CASSINIS ; 2 fasc 31,5 cm.

Estratto dalla *L'Universo*, anno X-1929, n° 12 : *I nuovi distanziometri topografici*, anno XXIV, 1943, n° 1 : *Progressi nello studio della forma della terra*, da GINO CASSINIS ; 2 fasc. 24 cm.

Sulla adozione di una formula internazionale per la gravita normale, da GINO CASSINIS, Padova, Tipografia del Seminario, 1930; 1 fasc. 30 cm.

Extrait du *Bulletin géodésique de la Section de géodésie de l'Union géodésique et géophysique internationale*. N° 26, 1930 : *Sur l'adoption d'une formule internationale pour la pesanteur normale*. N° 32, 1931 : *Table des valeurs de la pesanteur normale internationale*, par GINO CASSINIS; Toulouse, Édouard Privat, et, Paris, J. Hermann; 2 fasc. 24 cm.

Sull' impiego de alcune funzioni trascendenti nelle rappresentazione empiriche, da GINO CASSINIS. Estratto dagli *Atti dell' Istituto nazionale delle Assicurazioni*. Vol. II. Roma, Tipografia del Senato, 1930-VIII; 1 fasc. 25 cm.

Rapport sur le développement de la photogrammétrie en Italie entre 1930 *et* 1934, par GINO CASSINIS; 1 fasc. 28,5 cm.

Untersuchungen über das luftphotogrammetrische Verfahren Nistri und über seine Anwendung bei Kataste raufnahmen, von GINO CASSINIS, in *Luftbildwesen*, n° 1, 1932; 1 fasc. 24,5 cm.

Questioni di gravimetria, da GINO CASSINIS. Estratto del *Seminario matematico e fisico di Milano*. Vol. VIII, 1935-XII. Milano, Libreria editrice Politecnica, 1934; 1 fasc. 24 cm.

Estratto dal *Bolletino del Comitato per la geodesia e la geofisica del Consiglio nazionale delle Ricerche*. Serie II, Anno IV, n°s 1-2, 1934-XII : *Le tavole fondamentali per la riduzione dei valori osservati della gravita*, da GINO CASSINIS, P. DORE et S. BALLARIN. N° 4, 1935-XIII : *Relaziona preliminare sulla seconda crociera gravimetrica italiana in sommergibile nel Mediterraneo*, da GINO CASSINIS. Pavia, Tipografia legatoria Mario Ponzio; 2 fasc. 24 cm.

R. Commissione geodetica italiana. Nuovo Serie n° 9 : *La crociera gravimetrica del regio sommergibile Vettor Pisani*, anno 1931, da GINO CASSINIS e M. DE PISA. N° 13 : *Tavole fondamentali per la riduzione del Valori osservati della gravita*, da GINO CASSINIS, P. DORE et S. BALLARIN. Genova e Pavia, 1935 et 1937; 2 fasc. 31,5 cm.

Problemi attuali della fotogrammetria italiana, da GINO CASSINIS. Estratto dalle *Pubblicazioni dell' Istituto di Topografia e geodesia del R. Politecnico di Milano*, n° 23, 1937. Pavia, Mario Ponzio, 1937-XV; 1 fasc. 24 cm.

La croceria gravimetrica del R. Sommergibile « Des Geneys » anno 1935, da GINO CASSINIS. Estratto dal fasc. 12, serie VII, vol. VII, 1941-XIX dal *R. Accademia d'Italia*. Roma, Reale Accademia d'Italia, 1941-XIX; 1 fasc. 25 cm.

Per una carta d'Italia a grande scala, da Gino CASSINIS. Estratto dal *Bolletino della Societa italiana di fotogrammetria Ignazio Porro*, n° 1, 1942-XX. Milano, 1942-XX; 1 fasc. 29 cm.

I metodi di H. Boltz per la risoluzione dei sistemi di equazioni lineari e il loro impiego nella compensazione delle triangolazioni, da GINO CASSINIS. Estratto da *Rivista del Catasto e dei Servizi tecnici erariali*, n° 1, 1944. Brescia, Tipografia ditta F. Apollonio E. C., 1944-XXII; 1 fasc, 29 cm.

Politecnico de Milano. Pubblicazioni dell' Istituto di geodesia Topografia e fotogrammetria. N° 62 : *Risoluzione dei sistemi di equazioni algebriche lineari*, da GINO CASSINIS. Estratto dai *Rendiconti del Seminario matematico e fisico di Milano*. Vol. XVII, 1946. Milano, 1947; 1 fasc. 24 cm.

Le corps solide, par GENEVIÈVE DARMOIS. Paris, Presses universitaires de France, 1955; 1 vol. 19 cm (présenté par M. E. Darmois).

L'équilibre hormonal de la gestation. Les androgènes dans l'organisme féminin. La cortisone dans l'équilibre hormonal. Rapports de la IIIe réunion des endocrinologistes de langue française. Bruxelles, 18-20 juin 1955. Paris, G. Doin et Masson et Cie, 1955; 1 vol. 24 cm (présenté par M. R. Courrier).

Géologie du Congo belge, par L. Cahan. Préface de Paul Fourmarier. Liège, Imprimerie H. Vaillant Carmanne, 1954; 1 vol. 30 cm.

Messier and His catalogue. I and II, by Owen Gingerich, in *Sky and Telescope*. Vol. XII, n°s 10 et 11, 1953; 2 fasc. 29 cm.

J. M. Charcot 1825-1893. *Sa vie, son œuvre*, par Georges Guillain. Paris, Masson et Cie, 1955; 1 vol. 24 cm.

Plantas vasculares infestantes dos arrozais, por João de Carvalho e Vasconcellos. Lisboa, Ministerio da economia. Comissão reguladora do comércio de Arroz, 1954; 1 vol. 24 cm.

Revista de la facultad de ciencias matematicas fisico-quimicas y naturales aplicadas a la industria. Año 1, n° 1. Rosario, Universidad nacional del litoral, 1953; 1 fasc. 31,5 cm.

L'Union internationale de physique pure et appliquée. État au 1er novembre 1954. Procès-verbal de la huitième Assemblée générale (1954). Paris, au Secrétariat de l'U. T. P., 1955; 1 fasc. 24 cm.

(*A suivre*).